

各向异性介质浮雕光栅体内光波场的传输*

李建龙^{1)2)†} 唐世红²⁾ 朱世富²⁾ 傅克祥¹⁾

1)(四川大学物理科学与技术学院,成都 610064)

2)(四川大学材料科学系,成都 610064)

(2009 年 10 月 19 日收到;2009 年 11 月 13 日收到修改稿)

分析了各向异性介质光栅体内光波场的空间分布,并将 RTRA 递推算法推向了各向异性介质内光波场的传输.数值计算表明,光波场光强的空间分布随透射深度的变化而变化,各向异性介质光栅体内光波场的空间分布相对各向同性介质要均匀,光栅材料的性质参数和光束的入射参数对光波场光强的空间分布有较大的影响等.

关键词: 各向异性浮雕光栅,非均匀光束,电磁场传输

PACC: 4200, 2410H, 0365G

1. 引 言

光在各向异性介质中的传播不仅依赖于其偏振状态,而且与波矢方向有关.人们利用各向异性介质光栅已成功实现对光场偏振的完全分离,但过去对各向异性光栅进行的工作大多仅是局限于衍射特性或分析方法上的研究^[1-6],很少分析各向异性介质浮雕光栅体内光波场的传输过程.随着微纳光学器件应用的广泛深入,光束在光学器件内部的传输过程与规律的研究对光学器件的制作、应用等具有十分重要的现实意义.但因其处理的理论和数学手段较为复杂,国外与之相关的报道极为甚少^[7],文献[7]中是利用工程数值分析方法对光栅体内的光波场进行了分析,不仅计算量很大,而且其计算结果的有效精度被限制了.国内我们率先对此进行了一些工作,在文献[8]中,已对线偏振高斯光束在各向同性矩形浮雕光栅体内的传输进行了初步的分析,文献[9]中,比较分析了非均匀光束的面型、浮雕光栅的浮雕面型对光束体内光波场的影响进行了比较分析.在前期工作的基础上,在文献[10]中提出了一种电磁场的递推算法来计算分析非均匀光束在各向同性亚波长微纳光学元件体内的传输.但本文意在利用基于 Maxwell 方程组和电磁场边界条件,借助电磁场的模式理论^[8-11]和求解

本征值方程而发展起来的 RTRA 严格方法^[10]来分析各向异性光栅体内光波场的传输,并将电磁场递推算法(RTRA)的应用推向各向异性介质. RTRA 方法的主要过程为:首先将各向异性材料的任何面型的浮雕光栅进行足够多的水平分层;然后将每一分层中电磁场的基本模式场设定为傅里叶级数(也可以是其它正交函数)模式场,并将它们代入 Maxwell 方程组而得到本征值方程,求解这些方程的本征值和本征矢;最后利用电磁场在每一分界面上的边界条件,对光栅件体内光波场进行递推传输.对各向异性光栅体内光波场的传输,有利于指导衍射光栅的制作和探索新应用.

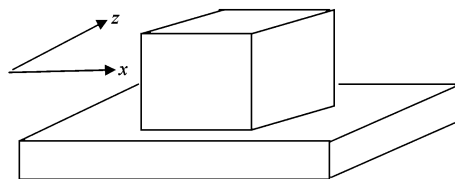


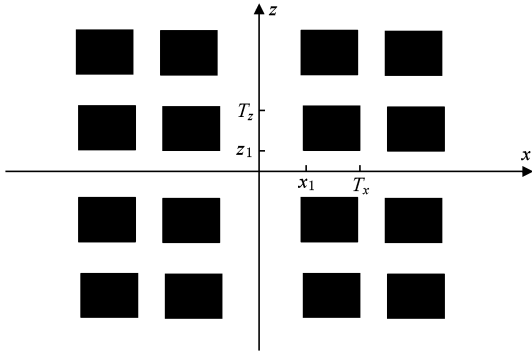
图 1 光栅浮雕面型

2. 理论模型

二维电磁各向异性介质浮雕型光栅的一个周期单元结构如图 1 所示,沿 x 和 z 方向的周期分别为 T_x 和 T_z ,浮雕面形深度为 h_f ,现对二维电磁各向

* 微细加工国家重点实验室开放基金,中国博士后科学基金(批准号:2009450159)资助的课题.

† E-mail: sculjl@163.com

图2 x - z 平面内光栅横截面示意图

异性介质浮雕型光栅进行平行 x - z 平面的水平分层,第 n 亚微层的厚度为 h_n .由光栅结构可知,每一分层的介电常数和磁导率张量在 x, z 方向具有周期性(且其周期分别为 T_x 和 T_z).用 ε_n, μ_n 分别表示第 n 亚微层的介电常数和磁导率张量,即

$$\begin{aligned}\varepsilon_n(x, z) &= \varepsilon_n(x + T_x, z) \\ &= \varepsilon_n(x, z + T_z) \\ &= \varepsilon_n(x + T_x, z + T_z), \\ \mu_n(x, z) &= \mu_n(x + T_x, z) \\ &= \mu_n(x, z + T_z) \\ &= \mu_n(x + T_x, z + T_z),\end{aligned}\quad (1)$$

式中 n 表示层号, z_n 表示第 n 层和第 $n+1$ 层的分界面.由图2可知,光栅第 n 层一个周期内的电导率和磁导率可表为

$$\varepsilon_n(x, z), \mu_n(x, z) = \begin{cases} \varepsilon_{n1}, \mu_{n1} & \{(x, z) \mid x \in (0, x_1), z \in (0, T_z)\} \\ & \cup \{(x, z) \mid x \in (0, T_x), z \in (0, z_1)\}, \\ \varepsilon_{n2}, \mu_{n2} & \{(x, z) \mid x \in (x_1, T_x), z \in (z_1, T_z)\}, \end{cases}\quad (2)$$

式中 $\varepsilon_{n1}, \mu_{n1}$ 分别表示光栅占空部分电导率和磁导率, $\varepsilon_{n2}, \mu_{n2}$ 分别表示光栅介质填充部分电导率和磁导率.设定第1层(入射层)为空气层,取 $T_{11} = T_{12} = T/2$.其中第 n 层的介电常数张量和磁导率张量用矩阵可表为

$$\begin{aligned}\varepsilon_{nv} &= \varepsilon_v \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \\ \mu_{nv} &= \mu_v \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{bmatrix}, \quad (v = 1, 2).\end{aligned}\quad (3)$$

设光束入射面与 x 轴的夹角为 ϕ ,入射光与 z 轴的夹角为 θ 和电场矢量与入射面的夹角为 ψ (入射层为各向同性介质),则入射光束的电磁场可表为

$$\begin{aligned}E(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \\ H(\mathbf{r}, t) &= \sigma \vec{H}(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)],\end{aligned}\quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned}\sigma &= (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}, \\ \mathbf{k} &= k_0(\alpha_0 \mathbf{x} + \beta_0 \mathbf{k} + \gamma_0 \mathbf{z}),\end{aligned}$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda,$$

$$\alpha_0 = \sin\theta \cos\phi,$$

$$\beta_0 = \sin\theta \sin\phi,$$

$$\gamma_0 = \cos\theta,$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_1(\mathbf{r})\mathbf{x} + E_2(\mathbf{r})\mathbf{k} + E_3(\mathbf{r})\mathbf{z},$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = H_1(\mathbf{r})\mathbf{x} + H_2(\mathbf{r})\mathbf{k} + H_3(\mathbf{r})\mathbf{z},$$

式中 α_0, β_0 和 γ_0 分别表示 x, y, z 方向的波矢分量, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 表示入射电磁场的振幅矢量.

在各向异性介质中,麦克斯韦方程组的分量形式可用爱因斯坦约定表示(为简单起见,略去层号 n),即

$$\xi^{\rho g f} \sigma \partial_g E_f = ik_0 \mu_{\rho g} H_g, \quad (5a)$$

$$\xi^{\rho g f} \partial_g H_f = -ik_0 \varepsilon_{\rho g} E_g, \quad (5b)$$

式中 $\rho, g, f \in (1, 2, 3)$, 当 ρ, g, f (是偶(奇)排列)时, $\xi^{\rho g f} = 1$, 否则 $\xi^{\rho g f} = 0$.其中符号($\partial_1 \rightarrow \partial_x, \partial_2 \rightarrow \partial_y, \partial_3 \rightarrow \partial_z$), 电磁场分量 E_f, H_f 的下标 $f = 1, 2, 3$ 分别表示 x, y, z 方向的分量.光栅各亚微层中的电磁场解须满足方程(5).将第 n 亚微层中电磁场的基本模式场用傅里叶模级数(对指标 m, j 求和)展开为

$$\begin{aligned}[\sigma \mathbf{E}, \mathbf{H}]_n^T &= [E_{1mj}, E_{2m}, E_{3mj}, -H_{1mj}, H_{2mj}, H_{3mj}]_n^T \\ &\times \exp\{ik_0[\alpha_m x + \beta y + \gamma_j(z - z)] - i\omega t\},\end{aligned}\quad (6)$$

式中 T 表征矩阵转置, n 代表层号, m, j 代表傅里叶模编号,

$$\alpha_m = \alpha_0 + m\lambda/T_x,$$

$$\gamma_j = \gamma_0 + j\lambda/T_z,$$

$$(m, j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M), \quad (6a)$$

(β 表征波矢量的 y 分量,为待求的未知量.将 $\varepsilon_n(x, z), \mu_n(x, z)$ 按“逆规则”傅里叶模展开并将(6)式所示的基本模式场代入(5)式可得

$$\beta E_3 - \gamma E_2 = -P_{11}H_1 + P_{12}H_2 + P_{13}H_3,$$

$$\gamma E_1 - \alpha E_3 = -P_{21}H_1 + P_{22}H_2 + P_{23}H_3,$$

$$\alpha E_3 - \beta E_2 = -P_{31}H_1 + P_{32}H_2 + P_{33}H_3,$$

$$\begin{aligned}\beta H_3 - \gamma H_2 &= -(Q_{11}E_1 + Q_{12}E_2 + Q_{13}E_3), \\ \gamma H_1 + \alpha H_3 &= (Q_{21}E_1 + Q_{22}E_2 + Q_{23}E_3), \\ \alpha H_3 - \beta H_2 &= -(Q_{31}E_1 + Q_{32}E_2 + Q_{33}E_3),\end{aligned}\quad (7)$$

式中

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

且有

$$\begin{aligned}P_{11} &= \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1}, \\ P_{12} &= \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right], \\ P_{13} &= \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right], \\ P_{21} &= \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1}, \\ P_{31} &= \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1}, \\ P_{22} &= \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right] + \left[\mu_{22} - \frac{\mu_{12}\mu_{12}}{\mu_{11}} \right], \\ P_{23} &= \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{12}}{\mu_{11}} \right] + \left[\mu_{23} - \frac{\mu_{12}\mu_{12}}{\mu_{11}} \right], \\ P_{32} &= \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right] + \left[\mu_{23} - \frac{\mu_{12}\mu_{13}}{\mu_{11}} \right], \\ P_{33} &= \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right] \left[\frac{1}{\mu_{11}} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{11}} \right] + \left[\mu_{23} - \frac{\mu_{13}\mu_{13}}{\mu_{11}} \right],\end{aligned}\quad (9)$$

式中 $[\mu]_{rs} = \frac{1}{T} \int \mu(x) \exp[-i2\pi x(r-s)/T] dx$,

$[\mu]^{-1}$ 是 $[\mu]$ 的逆矩阵. 将 P 矩阵中分块矩阵的参数作 $\mu_{rs} \rightarrow \varepsilon_{rs}$ 对应替换, 就成了 Q 矩阵. 因在各向异性介质中分量互相耦合, 六个分量中须用四个分量才能表征电磁基本模式场. 在 (7) 式方程组中消去其分量 E_3, H_3 得到

$$A\Psi = \Psi\gamma, \quad (10)$$

这就是第 L 层基本模式场的横向分量 E_1, E_2, H_1 和 H_2 所满足的本征方程. 其中

$$\Psi = [E_1, E_2, H_1, H_2]^T, \quad (11a)$$

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix}, \quad (11b)$$

且有

$$\begin{aligned}A_{11} &= -\alpha Q_{33}^{-1} Q_{31} - P_{23} P_{33}^{-1} \beta, \\ A_{12} &= -\alpha Q_{33}^{-1} Q_{32} + P_{23} P_{33}^{-1} \alpha,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}A_{13} &= P_{22} - P_{23} P_{33}^{-1} P_{32} - \alpha Q_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{14} &= -P_{21} + P_{23} P_{33}^{-1} P_{31} - \alpha Q_{33}^{-1} \beta, \\ A_{21} &= -\beta Q_{33}^{-1} Q_{31} + P_{13} P_{33}^{-1} \beta, \\ A_{22} &= -\beta Q_{33}^{-1} Q_{32} - P_{13} P_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{23} &= -P_{12} + P_{13} P_{33}^{-1} P_{32} - \beta Q_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{24} &= P_{11} - P_{13} P_{33}^{-1} P_{31} - \beta Q_{33}^{-1} \beta, \\ A_{31} &= Q_{11} - Q_{13} Q_{33}^{-1} Q_{31} - \beta P_{33}^{-1} \beta, \\ A_{32} &= Q_{12} - Q_{13} Q_{33}^{-1} Q_{32} + \beta P_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{33} &= -\beta P_{33}^{-1} P_{32} - Q_{13} Q_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{34} &= \beta P_{33}^{-1} P_{31} - Q_{13} Q_{33}^{-1} \beta, \\ A_{41} &= Q_{21} - Q_{23} Q_{33}^{-1} Q_{31} + \alpha P_{33}^{-1} \beta, \\ A_{42} &= Q_{22} - Q_{23} Q_{33}^{-1} Q_{32} - \alpha P_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{43} &= -\alpha P_{33}^{-1} P_{32} - Q_{23} Q_{33}^{-1} \alpha, \\ A_{44} &= -\alpha P_{33}^{-1} P_{31} - Q_{23} Q_{33}^{-1} \beta.\end{aligned}$$

式中 α, β 和 γ 分别表征第 n 层中不同级次波矢量的 x, y, z 方向的分量, 是对角阵. A 是一个 $2N \times 2N$ 的矩阵, $N = 4M + 2$ 为截断后的模式场数, M 为正整数. 通过对本征矩阵方程 (10) 进行求解从而得到其本征值 γ_+^n, γ_-^n 和本征矩阵. 从而每一亚微分层内电磁场已经得出, 利用文献 [10] 中的 RTRA 方法即可分析亚波长浮雕光栅体内每一透射深度处光波场的电场及其光强.

3. 退化情形讨论

在第 2 节中讨论的是坐标轴与各向异性介质的主轴成任意方位关系的一般情形. 当电容率张量和磁导率张量的各主轴分别对应与坐标系方向一致的退化情形时, 则其电容率张量和磁导率张量的非对角张量元为零, 方程 (5) 式变为

$$\begin{aligned}\sigma(\partial_2 E_3 - \partial_3 E_2) &= ik_0 \mu_{11} H_1, \\ \sigma(\partial_3 E_1 - \partial_1 E_3) &= ik_0 \mu_{22} H_2, \\ \sigma(\partial_1 E_2 - \partial_2 E_1) &= ik_0 \mu_{33} H_3, \\ \sigma(\partial_2 H_3 - \partial_3 H_2) &= -i\sigma k_0 \varepsilon_{11} E_1, \\ \sigma(\partial_3 H_1 - \partial_1 H_3) &= -i\sigma k_0 \varepsilon_{22} E_2, \\ \sigma(\partial_1 H_2 - \partial_2 H_1) &= -i\sigma k_0 \varepsilon_{33} E_3.\end{aligned}\quad (12)$$

由 (10) 式可知, 此时方矩阵 A 中的 $A_{11}, A_{12}, A_{21}, A_{22}, A_{33}, A_{34}, A_{43}$ 和 A_{44} 均为零矩阵, 其他矩阵的表达式也大为简化. 因而该退化情形下的本征方程为

$$\begin{aligned}A_e E_s &= H_s \beta, \\ A_h H_s &= E_s \beta,\end{aligned}$$

$$A_h A_e E_s = E_s \beta^2, \quad (13)$$

其中

$$E_s = [e_{1mn}, e_{3mn}]^T,$$

$$H_s = [h_{3mn}, h_{1mn}]^T,$$

$$A_e = \begin{bmatrix} \gamma A_{22}^{-1} \gamma - B_{11} & -\gamma A_{22}^{-1} \alpha \\ -\alpha A_{22}^{-1} \gamma & \alpha A_{22}^{-1} \alpha - B_{32} \end{bmatrix},$$

$$A_h = \begin{bmatrix} \alpha B_{22}^{-1} \alpha - A_{33} & \alpha B_{22}^{-1} \gamma \\ \gamma B_{22}^{-1} \alpha & \gamma B_{22}^{-1} \gamma - A_{11} \end{bmatrix},$$

$$A_{11} = [[\mu_{11}^{-1}]_1^{-1}]_3,$$

$$A_{22}^{-1} = [[\mu_{22}]_1]_3^{-1},$$

$$A_{33} = [[\mu_{33}^{-1}]_3]_1^{-1}.$$

式中 $[[\mu_{11}^{-1}]_1^{-1}]_3$ 表示 μ_{11}^{-1} 在 1 方向上进行傅里叶逆规则展开, 再在 3 方向做傅里叶展开, 其他类似. 对 A_{11}, A_{22} 和 A_{33} 矩阵做 $\mu_{rr} \rightarrow \varepsilon_{rr}$ 替代, 得到 B_{11}, B_{22} 和 B_{33} . 该本征方程的维数是(5)式的二分之一, 其计算量将大大减少.

当介质的相对电容率和磁导率张量元 $\varepsilon_{rs} = \varepsilon_0 \delta_{rs}$ (δ 为 Dirac 函数), 则上面各式中 A_{rr} 可进一步简化为

$$\begin{aligned} A_{11} &= A_{22} = A_{33} = I \quad (I \text{ 为单位矩阵}), \\ B_{11} &= [[\varepsilon_0^{-1}]_1^{-1}]_3, \\ B_{22}^{-1} &= [[\varepsilon_0]_1]_3^{-1}, \\ B_{33} &= [[\varepsilon_0^{-1}]_3]_1^{-1}, \end{aligned} \quad (14)$$

此时情形为各向同性介质光栅.

4. 数值计算与分析

当光栅各层的介电常数和磁导率张量 $\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} \varepsilon_0, \mu_{ij} = \delta_{ij} \mu_0, i, j \in (1, 2, 3)$ 时, 此时各向异性光栅退化为各向同性光栅. 利用本文的算法对文献[10]各向同性光栅进行了计算, 其结果与文献[10]完全一致, 这间接说明了本文理论的正确性(在该特殊情形下, 此时(7)式、(8)式进一步简化, 从而可大大减少计算量).

对光滑连续面形光栅, 坐标变换法是一种有效简化边界条件的矢量衍射计算方法. 下面将用本文方法对文献[12]中图 4(a) 进行计算, 如表 1 所示, 表示在不同的入射角情况下零级 P 偏振反射率 η_p^0 和总衍射效率的计算结果, 参数同文献[12]中图 4(a). 从表 1 中看出, 与文献[12]利用坐标变换法的计算结果一致.

表 1 不同入射角度下 TM 偏振的 0 级反射率 η_p^0

$\theta / (^\circ)$	η_p^0	总衍射效率
1	0.1923	1.000
6	0.1959	1.000
11	0.2003	1.000
16	0.1895	1.000
21	0.2131	1.000
26	0.1160	1.000
31	0.0864	1.000
36	0.0226	1.000

研究分析高斯光束在正交矩形浮雕光栅浮雕层体内的传输, 光栅的结构参数 $T_x = T_y = 2.5\lambda, h_f = 2.0 \mu\text{m}, h_j = 2.0 \text{mm}$, 光栅介质填充部分性质参数为 $\varepsilon_1 = (2.36, 2.5, 3.49), \mu_1 = (1.53, 2.5, 3.25), \varepsilon_0 = \mu_0 = (1, 1, 1)$, 入射光束的波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 入射的角度参数 $(\theta, \phi, \psi) = (\pi/6, \pi/4, \pi/4)$ 和入射点的坐标 $x_1 = 0.3T_x, z_1 = 0.3T_z$.

图 3 给出了光栅浮雕层中不同透射深度处光强的空间分布. 比较可知, 光强的空间分布随着透射深度的变化而变化, 且光强的空间分布相比各向同性介质浮雕光栅的空间分布要均匀的多. 这是因为光波场在各向异性介质光栅体内传输时, 光波场受到光栅周期性结构的调制, 且其调制的效应随着透射深度的增加而累积, 进而导致了不同透射深度处有不同的光波场分布. 同时, 光栅材料的各向异性对光波场的传输有影响, 这也会导致不同透射深度处光强的空间分布不同.

图 4 给出了不同介电常数和磁导率张量的介质光栅透射深度 $h_f/4$ 处光强的空间分布. (a) 图物质参数为 $\varepsilon_1 = (2.36, 2.5, 3.49), \mu_1 = (1.5, 1.5, 1.5)$, (b) 图物质参数为 $\varepsilon_1 = (1.8, 2.1, 1.53), \mu_1 = (1.53, 2.5, 3.25)$, 从图可以看出, 物质参数对光强空间分布的影响很大.

综合图 3 和图 4, 可知光栅体内光强的空间分布是由光束的入射参数、光栅的结构参数和材料的物质参数共同决定, 并且光学参数对微纳光学元件的光学性能的影响非常灵敏. 因而在微纳光学元件的优化设计中, 对光学参数的精度具有很高的要求. 图 3 与文献[9]的结论相比, 可知各向异性介质浮雕光栅体内光强的空间分布相对各向同性介质光栅体内的空间分布要均匀.

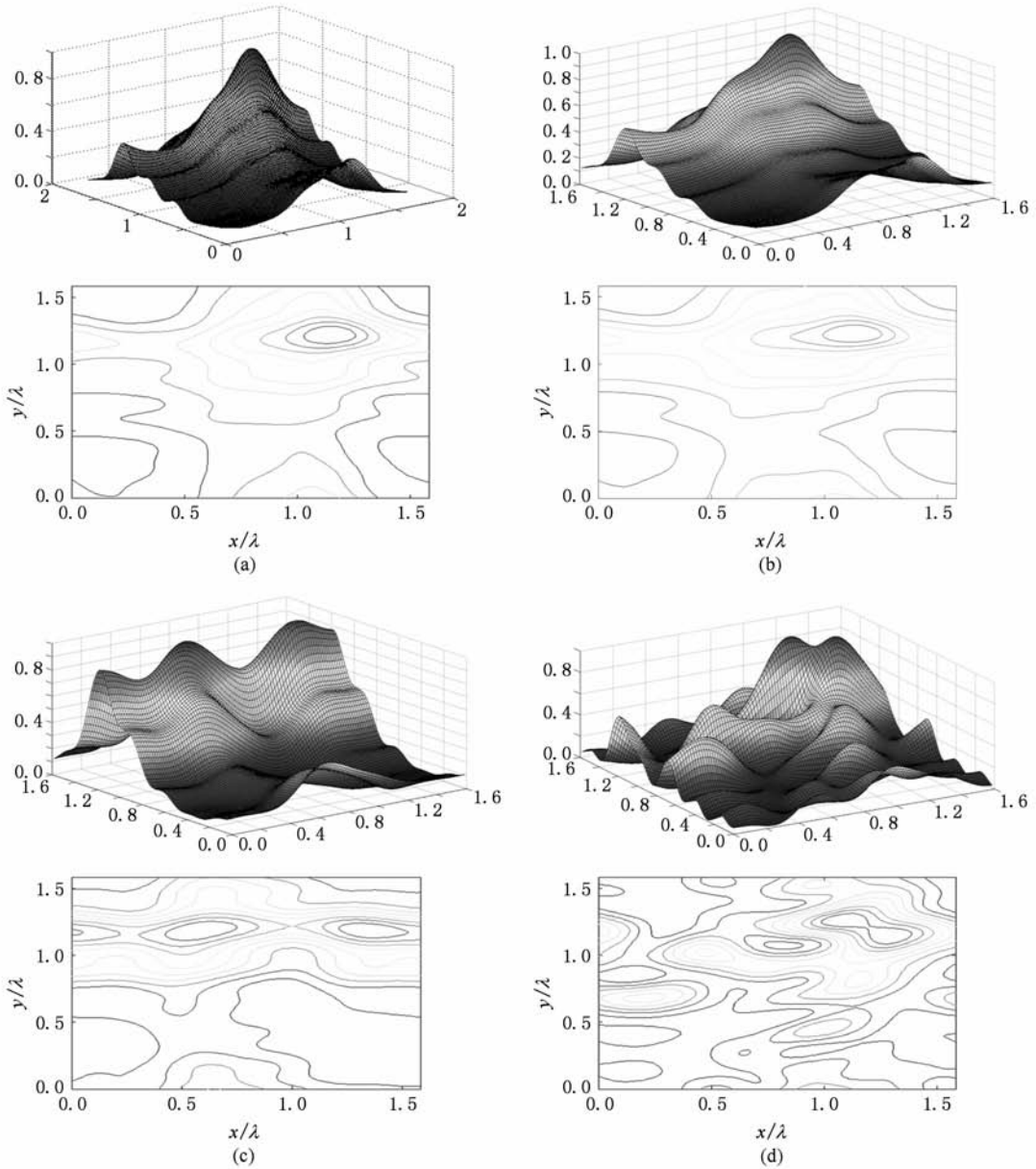


图3 光栅浮雕层不同透射深度处光强的空间分布 (a) $h_f/4$; (b) $h_f/2$; (c) $3h_f/4$; (d) h_f

设定光栅和入射光束各光学参数有相对误差时 $h_f/2$ 透射深度处最大光强值与无相对误差时 $h_f/2$ 透射深度处最大光强值之差的绝对值与无误差时最大光强值之比为相对光强。现分别分析光栅的周期、浮雕深度和入射波长的相对误差 (- 5% , + 5%) 范围内对 $h_f/2$ 透射深度处最大光强值的影响, 其结果见图 5。

图 5 给出了 $h_f/2$ 透射深度处最大光强的相对变化随光学参数误差的变化曲线图。从图 5 可以看

出, h_f, λ, T_x 和 T_z 的相对误差对最大光强值的影响不一样。浮雕层厚度 h_f 对浮雕层中最大光强值的影响相对单一, 随着其相对误差的增大, 相对光强值依次递增。波长、 T_x 和 T_z 对最大光强值的影响相对较为复杂, 随着它们相对误差的增大, 最大光强的相对变化出现涨跌互现的趋势, 但光学参数在 (- 5% , 0) 范围内的相对误差相比 (0 , + 5%) 范围对相对误差的影响较为复杂。

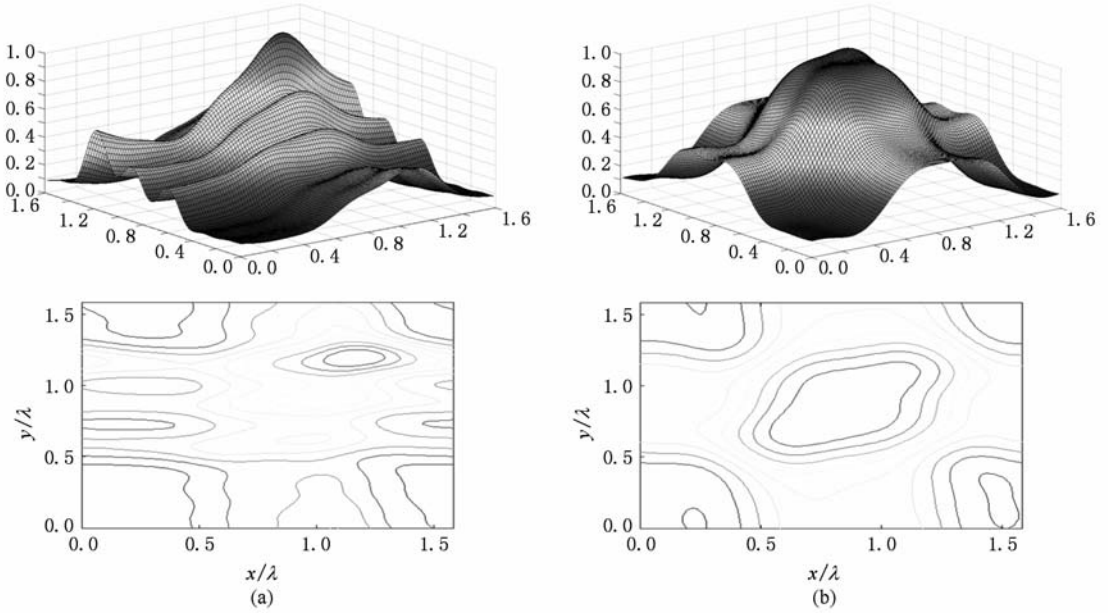


图 4 不同介电常数的介质光栅透射深度 $h_f/4$ 处光强的空间分布

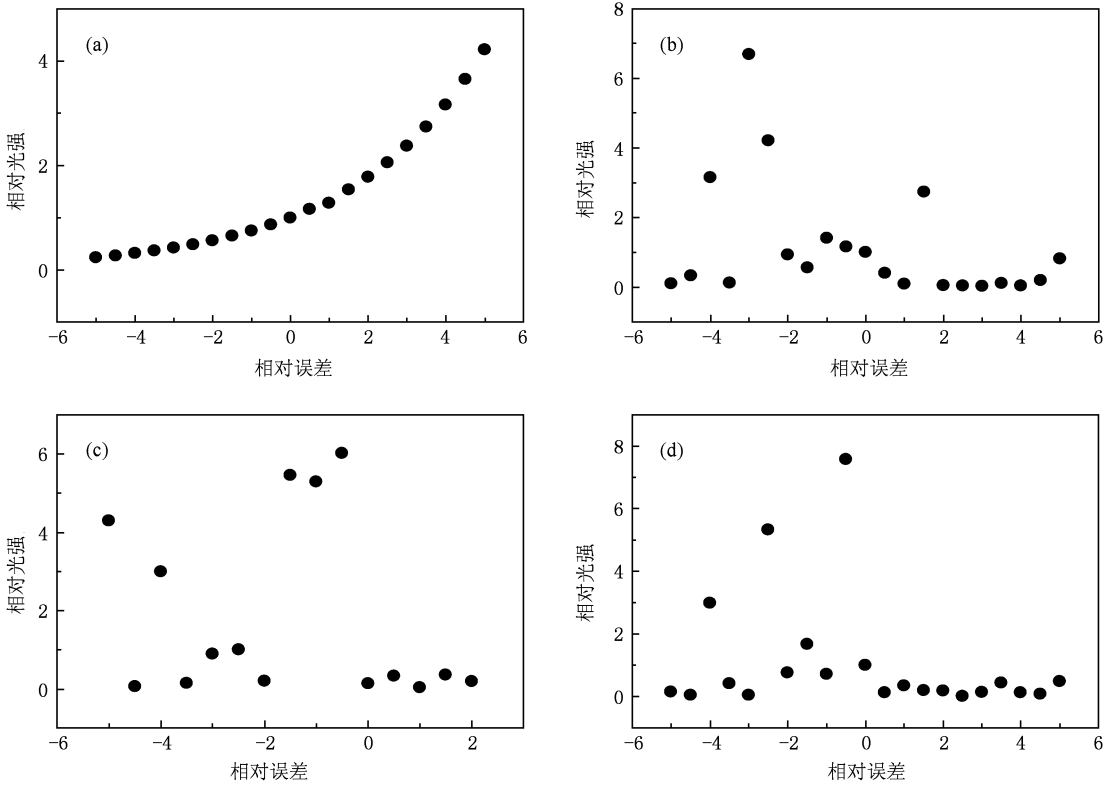


图 5 透射深度 $h_f/2$ 处最大光强值随相对误差的变化 (a) h_f 误差; (b) λ 误差; (c) T_x 误差; (d) T_z 误差

5. 结 论

与文献中已有工作比较, 本文首次研究了特征尺寸与波长相比拟的各向异性介质浮雕光栅体内光波场的传输, 并将 RTRA 算法推向了各向异性介质. 文章分析了非匀幅光束在矩形浮雕光栅体内的传输. 数值计算发现, 各向异性介质光栅体内光波场的空间分布较各向同性光栅体内的空间分布均

匀. 最后我们数值讨论了衍射光栅的结构参数如光栅周期、入射波长、槽深等对浮雕层中最大光强值的影响, 其中槽深误差对浮雕层中最大光强值的影响的规律相对简单. 数值结果表明, 在 (- 5% — 5%) 的误差范围内, 光学参数误差对光栅体内最大光强值的影响非常明显. 本文工作有利于特征尺寸与波长可相比拟的各向异性衍射光栅的制作和应用.

- [1] Mori S, Mukai K, Yamakita J, Rokushima K 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1661
- [2] Glytsis E N, Gaylord T K 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1399
- [3] Galatola P, Oldano C, Kumar P B 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1332
- [4] Gao P, Yao B L, Han J H, Chen L J, Wang Y L, Lei M., Rupp R A 2008 *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 1660
- [5] Demésy G L, Zolla F, Nicolet A, Commandré M, Fossati C 2007 *Opt. Express* **15** 18089
- [6] Wang C H, Liu L R, Yan A M, Liu D, Zhou Y, Dai C X 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 1799
- [7] Bao G, Chen Z M, Wu H J 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 1106
- [8] Li J L, Lu B D 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5778 (in Chinese) [李建龙、吕百达 2007 物理学报 **56** 5778]
- [9] Li J L, Lu B D 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5772 (in Chinese) [李建龙、吕百达 2007 物理学报 **56** 5772]
- [10] Li J L, Fu K X, Zhu S F 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 266 (in Chinese) [李建龙、傅克祥、朱世富 2010 物理学报 **59** 266]
- [11] Du J, Zhang C M, Zhao B C, Sun Y 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 6311 (in Chinese) [杜娟、张淳民、赵葆常、孙尧 2008 物理学报 **57** 6311]
- [12] Harris J B, Preist T W, Sambles J R 1995 *J. Opt. Soc. A* **12** 1965

Propagation of the electromagnetic field in anisotropic relief gratings*

Li Jian-Long^{1)2)†} Tang Shi-Hong²⁾ Zhu Shi-Fu²⁾ Fu Ke-Xiang¹⁾

1) (College of physics science and technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Department of materials science, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

(Received 19 October 2009; revised manuscript received 13 November 2009)

Abstract

The propagation of the electromagnetic field in anisotropic relief gratings has been analysis, and the recursive algorithm of RTRA has been extended to the anisotropic medium in this paper. The numerical calculation shows that the space distribution of the electromagnetic field in each sub-micro-layer changes with the varying transmission depth in the relief grating, the space distribution in each sub-micro-layer is more uniformed than that in isotropic grating and the optical parameters of the anisotropic relief grating and the incident beam have a large impact on the space distribution of the electromagnetic field in relief grating and so on.

Keywords: anisotropic relief grating, non-uniform amplitude beams, propagation of the electromagnetic field

PACC: 4200, 2410H, 0365G

* Project support by the Open Foundation of the Sate Key Laboratory of Optical Technologies for Micro-Fabrication and Micro-Engineering, Chinese Academy of Science, the National Science Foundation for Post-doctoral Scientists of China (Grant No. 2009450159).

† E-mail: sculjl@163.com